



TITLE:

Lagrange展開と摂動論 (力学系およびBoltzmann方程式論の天体物理学への応用)

AUTHOR(S):

井上, 猛

CITATION:

井上, 猛. Lagrange展開と摂動論 (力学系およびBoltzmann方程式論の天体物理学への応用). 数理解析研究所講究録 1977, 315: 15-26

ISSUE DATE:

1977-12

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/103954>

RIGHT:

Lagrange 展開と攝動論

京都産業大学 理学部 井上 猛

Le développement de Lagrange et la théorie
des perturbations. par Takeshi INOUE,
Faculté des sciences, Université Kyoto-Sangyo.

1. 先づ初めに我々がここで Lagrange 展開と名付けたものが如何なるものであるかを概観しておかう。それは一つの呼稱が未だ定着してはゐないからである。

定数 α を一つ與へ函数 $\varphi(x)$ を適當な定義域で定義された C^∞ 級の函数であるとする時未知數 x に関する次の形の方程式:

$$(1) \quad \alpha - x + \varphi(x) = 0,$$

に對し Lagrange は $x = \alpha$ の近傍に存在する一根 p を次の形に與へた:

$$(2) \quad p = \alpha + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[\frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} \left\{ \varphi(x) \right\}^n \right]_{x=\alpha}.$$

更に此の p を引數とする C^∞ 級の任意の函数を $\psi(p)$ とすればこれが次の様に表はされる事をも示した:

$$(3) \quad \psi(p) = \psi(\alpha) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[\frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} \left(\frac{d\psi(x)}{dx} \left\{ \varphi(x) \right\}^n \right) \right]_{x=\alpha}. \quad (\text{甲})$$

(甲) Lagrange, J. L., Oeuvres III (1770) p. 25.

Laplace は方程式 (1) を x に関する反轉の問題と見立てて同種の議論を展開したが Lagrange の結果と選ぶ處は無いと考へ

られる。^(乙)

(乙) Laplace, P.S., *Celestial Mechanics* vol. I (1829) p.363.

これらの結果に對する一般的證明は多くの天體力學書に見出されるが中でも Smart のものは明解なものの一つに數へられやう。^(丙)

(丙) Smart, W.M., *Celestial Mechanics* (1953) p.27.

無限小解析學や函數論の分野での數學書は方程式(1)を少しく一般化して陰函數の存在定理に關する問題として捉へてみるものが多い。^{(丁)₁ (丁)₂ (丁)₃}

(丁)₁ Whittaker, E.T. and Watson, G.N., *A Course of Modern Analysis* (1927) p.132.

(丁)₂ Goursat, E., *Cours d'analyse mathématique Tome I* (1927) p.471.

(丁)₃ Dieudonné, J., *Calcul infinitésimal* (1968) p.250.

因みに我々が依つて立つて居る處を Dieudonné の表記を借りて明示しておかう：

『實の一變數函數 $f(x)$ が區間 $I: |x-x_0| \leq r$ で連續的に微分可能でかつ導函數 $f'(x)$ が符號を變へないならば兩端點を夫々 $f(x_0-r)$, $f(x_0+r)$ に持つ區間 J 内の任意の値 y に對して方程式 $f(x)=y$ は區間 I 内で唯一個の根 $x=h(y)$ を有する。此の時函數 $h(y)$ は區間 J 内で連續的に微分可能である』

先の Lagrange の場合の表記を合はせるには y を α とし $f(\alpha)$ を $x - \varphi(\alpha)$ と書き換へさへすれば良いのが知れる。

尚呼稱の未定着振りを示してみるならば以下の様である：

- Laplace, Theorem of Lagrange,
- Dziobek, Lagrange's series^(戊),
- Smart, Lagrange's expansion theorem,
- Whittaker, Lagrange's theorem,
- Goursat, formule de Lagrange,
- Dieudonné, formule d'inversion de Lagrange,
- 井上, Lagrange 展開, développement de Lagrange^(己).

(戊) Dziobek, O., Mathematical Theories of Planetary Motions (1892) p. 23.

(己) 井上猛, 第七回天體力學研究會集錄 (1973) p. 30.

2. 人工衛星の運動理論を展開するのに際して Brouwer が發掘した von Zeipel の方法は天體力學に現はれる攝動問題の殆んど大部分のものを扱ふ事が出来る程に一般的であると言へやう。何となれば獨立變數が一個である微分方程式系は原理的に Hamilton の正準方程式系に書き換へられるが此の系に變數變換を施して積分可能な系に移すのにこれを可能なら使める發生函數を一つの未知函數として解く問題に還元でき

る種類のものであればすべて von Zeipel の方法で論ずる事が出来るからである。^(庚)

(庚) Brouwer, D., *Astron. J.* vol. 64 (1959) p. 378.

同様な攝動一般理論に坂氏の以始まる Lie 變換の方法に依るものがあるが長短を有して居って雌雄は決し難いと考へて居る。^(辛)

(辛) Hori, G., *Publ. Astron. Soc. Japan* vol. 18 (1966) p. 287.

本小論では von Zeipel 流の攝動論と Lagrange 展開の應用に依って一段と見通し良く展開できる事を示さうと思ふ。これを實行するに際しては人工衛星の運動理論を下敷にしてみる事を告白して置く。

初發の運動方程式系が次の形をして居るものとする：

$$(4) \quad \begin{cases} \frac{dL}{dt} = \frac{\partial F}{\partial \ell}, \quad \frac{dG}{dt} = \frac{\partial F}{\partial g}, \quad \frac{dH}{dt} = \frac{\partial F}{\partial h}, \\ \frac{d\ell}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial L}, \quad \frac{dg}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial G}, \quad \frac{dh}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial H}; \end{cases}$$

$$(5) \quad F \equiv F(L, G, H; \ell, g) = F_0(L) + \varepsilon F_1(L, G, H; \ell, g) + \cdots.$$

ここで Hamilton 函数 F は適當な定義域で C^∞ 級であるとし、微小な正定数 ε の整幂に展開できるものとする。右邊第一項の $F_0(L)$ は微小数 ε には無關係な變數 L のみに依存する部分を表はすものとする。これに發生函数 S に依る時の次の形の正準變換：

$$(6) \begin{cases} L = \frac{\partial S}{\partial l}, & G = \frac{\partial S}{\partial g}, & H = \frac{\partial S}{\partial h}, \\ l^* = \frac{\partial S}{\partial L^*}, & g^* = \frac{\partial S}{\partial G^*}, & h^* = \frac{\partial S}{\partial H^*}; \end{cases}$$

$$(7) \quad S = S(L^*, G^*, H^*; l, g) = L^* l + G^* g + H^* h + \varepsilon S_0(L^*, G^*, H^*; l, g) + \dots,$$

を施して次なる正準方程式系:

$$(8) \begin{cases} \frac{dL^*}{dt} = \frac{\partial F^*}{\partial l^*}, & \frac{dG^*}{dt} = \frac{\partial F^*}{\partial g^*}, & \frac{dH^*}{dt} = \frac{\partial F^*}{\partial h^*}, \\ \frac{dl^*}{dt} = -\frac{\partial F^*}{\partial L^*}, & \frac{dg^*}{dt} = -\frac{\partial F^*}{\partial G^*}, & \frac{dh^*}{dt} = -\frac{\partial F^*}{\partial H^*}; \end{cases}$$

$$(9) \quad F^* = F^*(L^*, G^*, H^*; g^*) = F_0^*(L^*) + \varepsilon F_1^*(L^*, G^*, H^*; g^*) + \dots,$$

に移る事を考える。新しく得られた Hamilton 函数 F^* の精度が問題であるとは言へ (8), (9) 式で與へられる系は容易に積分できる系に一步近づいたものである事が見て取れる。従つて努むべきはかかる變換を可能なら使めるが如き發生函数 S を求めるに在る。變換 (6), (7) は獨立變數 t を含まない恒等變換の ε 近傍での變換に他ならないから Hamilton 函数保存の關係式が成立する。これを點 $(L^*, G^*, H^*; l, g)$ のまはり Taylor 展開する事を考える。此の時に偏微係數 F_L, F_G は夫々微小數 ε の零次、一次の大きさから始まるものと假定するがこれは變數 l, g を夫々短周期的、長周期的となるやう假定した事に對應する。更に偏微係數 F_{g^*} は微小數 ε の二次

の大きさから始まるものと假定する。

3. 未知函数 $\varepsilon S_0(L^*, G^*, H^*; l, g) + \dots$ は積分可能条件を満足してゐるものと假定する。即ち次の形の全微分形式が成立するものと假定：

$$(10) \quad d\varepsilon S_0 = \frac{\partial \varepsilon S_0}{\partial l} dl + \frac{\partial \varepsilon S_0}{\partial g} dg + \frac{\partial \varepsilon S_0}{\partial G^*} dG^* ;$$

ここでは單なる εS_0 なる表記の中に高次の項も含まれてゐるものとした。更に初發および新規の Hamilton 函数の特殊性から變數 L^*, H^* の定數なる事が知れるから上式では $dL^* \equiv 0$, $dH^* \equiv 0$ を考慮しておいた。

計算を手際良く運ぶ目的で次の略記號を導入する：

$$(11) \quad x \equiv \frac{\partial \varepsilon S_0}{\partial l} + \dots, \quad y \equiv \frac{\partial \varepsilon S_0}{\partial g} + \dots, \quad Z^* \equiv \frac{\partial \varepsilon S_0}{\partial G^*} + \dots$$

微分形式 (10) を満足する函数 $\varepsilon S_0 + \dots$ はこれらの記號を用ゐる事に依つて次の様に表はされる：

$$(12) \quad \varepsilon S_0 + \dots = \int_{l_0}^l x(L^*, G^*, H^*; \lambda, g) d\lambda + \int_{g_0}^g y(L^*, G^*, H^*; l_0, \gamma) d\gamma + \int_{G_0^*}^{G^*} Z^*(L^*, \Gamma^*, H^*; l_0, g_0) d\Gamma^*.$$

これを見れば右邊の第一項目は短周期攝動に第二項目は長周期攝動に第三項目は永年攝動に對應してゐるものと考へられる。従つて變數 l に依存する短周期攝動部分のみに着目する事に議論を限るならば量 x を知れば充分なることが知れる。

更に此の場合の量 y および Σ^* は量 x に依つて與へられる事も知れる。そこで次の様な左側線型演算子を導入:

$$(13) \quad p \equiv \frac{\partial}{\partial q} \int dl, \quad P^* \equiv \frac{\partial}{\partial G^*} \int dl,$$

量 y および Σ^* を次の様に置く事にする:

$$(14) \quad y = px, \quad \Sigma^* = P^*x.$$

これらを Hamilton 函數保存の關係式に考慮して Taylor 展開に訴へれば未知量 x のみに關する方程式が得られる事になつて我々の Lagrange 展開に依つて根 x を求める事が出来る。此の時に量 x が微小量 ε の零次から始まる偏微係數 F_L を係數に持つてゐる事が Lagrange 展開を可能にして呉れてゐる事實には注目して置いても良い。

4. Hamilton 函數保存の關係式:

$$(15) \quad F(L, G, H; l, g) - F^*(L^*, G^*, H^*; g^*) = 0,$$

に上記略記號を考慮して Taylor 展開、微小量 ε の四次の大きさ迄を考慮して置き出してゐるならば次の様である:

$$(16) \quad \{F(L^*, G^*, H^*; l, g) - F^*(L^*, G^*, H^*; g^*)\} + (F_L + F_G p - F_{g^*}^* P^*)x + \frac{1}{2} F_{LL} x^2 + F_{LG} x px + \frac{1}{2} F_{GG} (px)^2 + \frac{1}{3!} F_{LLL} x^3 + \frac{1}{2} F_{LLG} x^2 px + \frac{1}{2} F_{LGG} x (px)^2 + \frac{1}{3!} F_{GGG} (px)^3 + \frac{1}{4!} F_{LLLL} x^4 + \frac{1}{2} F_{g^*g^*}^* (P^*x)^2 + \dots = 0.$$

上では明記してはゐないが各偏微係數および量 x の引數はすべて $(L^*, G^*, H^*; l, g)$ の中の幾つかが適宜考慮されてゐるもの

とする。ここで函数 F_L は變數 L のすべての値に對して符號を變へる事が無いと假定しよう。人工衛星の運動理論の場合がさうであつた。此の時には直ちに次の形の Lagrange 展開が得られる事になる：

$$(17) \quad x = \alpha + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[\frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} \{ \varphi(x) \}^n \right]_{x=\alpha},$$

$$(18) \quad \alpha = \left(1 + \frac{F_G}{F_L} p - \frac{F_{G^*}}{F_L} P^* \right)^{-1} \frac{F^*(L^*, G^*, H^*; q) - F(L^*, G^*, H^*; l, q)}{F_L},$$

$$(19) \quad \varphi(x) = \left(1 + \frac{F_G}{F_L} p - \frac{F_{G^*}}{F_L} P^* \right)^{-1} \left\{ -\frac{1}{2} \frac{F_{LL}}{F_L} x^2 - \frac{F_{LG}}{F_L} x p x + \right. \\ \left. -\frac{1}{2} \frac{F_{GG}}{F_L} (p x)^2 - \frac{1}{3!} \frac{F_{LLL}}{F_L} x^3 - \frac{1}{2} \frac{F_{LLG}}{F_L} x^2 p x - \frac{1}{2} \frac{F_{LGG}}{F_L} x (p x)^2 + \right. \\ \left. -\frac{1}{3!} \frac{F_{GGG}}{F_L} (p x)^3 - \frac{1}{4!} \frac{F_{LLLL}}{F_L} x^4 + \frac{1}{2} \frac{F_{G^*G^*}}{F_L} (P^* x)^2 + \dots \right\}.$$

ここで Hamilton 函数 F および F^* が微小定數 ε の整冪級數に展開されてゐる事に鑑み次の様な略記號：

$$(20) \quad \mathcal{F} \equiv \varepsilon \mathcal{F}_{(1)} + \varepsilon^2 \mathcal{F}_{(2)} + \varepsilon^3 \mathcal{F}_{(3)} + \dots \equiv F^*(L^*, G^*, H^*; q) - F(L^*, G^*, H^*; l, q),$$

を導入して (17) 式に依る時の解を量 ε の三次の大きさ迄考慮したものゝ以下に書き出してゐる。

$$(21) \quad x = \alpha + \varphi(\alpha) + \varphi(\alpha) \varphi'(\alpha) + \dots =$$

$$= \frac{\varepsilon \mathcal{F}_{(1)}}{F_{(0)L}} + \left[\frac{\varepsilon^2 \mathcal{F}_{(2)}}{F_{(0)L}} - \frac{\varepsilon F_{(1)L}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon \mathcal{F}_{(1)}}{F_{(0)L}} - \frac{\varepsilon F_{(1)G}}{F_{(0)L}} p \frac{\varepsilon \mathcal{F}_{(1)}}{F_{(0)L}} - \frac{1}{2} \frac{F_{(0)LL}}{F_{(0)L}} \left\{ \frac{\varepsilon \mathcal{F}_{(1)}}{F_{(0)L}} \right\}^2 \right] + \\ + \frac{\varepsilon^3 \mathcal{F}_{(3)}}{F_{(0)L}} - \frac{\varepsilon F_{(1)L}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon^2 \mathcal{F}_{(2)}}{F_{(0)L}} - \frac{\varepsilon^2 F_{(2)L}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon \mathcal{F}_{(1)}}{F_{(0)L}} + \left\{ \frac{\varepsilon F_{(1)L}}{F_{(0)L}} \right\}^2 \frac{\varepsilon \mathcal{F}_{(1)}}{F_{(0)L}} - \frac{\varepsilon F_{(1)G}}{F_{(0)L}} p \frac{\varepsilon^2 \mathcal{F}_{(2)}}{F_{(0)L}} +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\varepsilon F_{(1)G}}{F_{(0)L}} p \left\{ \frac{\varepsilon F_{(1)L}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \right\} + \frac{\varepsilon F_{(1)L}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon F_{(1)G}}{F_{(0)L}} p \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} - \frac{\varepsilon^2 F_{(2)G}}{F_{(0)L}} p \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} + \\
& + \left\{ \frac{\varepsilon F_{(1)G}}{F_{(0)L}} p \right\}^2 \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} - \frac{F_{(0)LL}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon^2 F_{(2)}}{F_{(0)L}} + \frac{F_{(0)LL}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon F_{(1)L}}{F_{(0)L}} \left\{ \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \right\}^2 + \\
& + \frac{F_{(0)LL}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon F_{(1)G}}{F_{(0)L}} p \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} + \frac{1}{2} \frac{F_{(0)LL}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon F_{(1)L}}{F_{(0)L}} \left\{ \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \right\}^2 - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon F_{(1)LL}}{F_{(0)L}} \left\{ \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \right\}^2 + \\
& - \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \frac{\varepsilon F_{(1)LG}}{F_{(0)L}} p \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon F_{(1)GG}}{F_{(0)L}} \left\{ p \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \right\}^2 - \frac{1}{3!} \frac{F_{(0)LLL}}{F_{(0)L}} \left\{ \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \right\}^3 + \\
& + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon F_{(1)G}}{F_{(0)L}} p \left\{ \frac{F_{(0)LL}}{F_{(0)L}} \left\{ \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \right\}^2 \right\} + \frac{\varepsilon^2 F_{(2)}^*}{F_{(0)L}} p^* \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{F_{(0)LL}}{F_{(0)L}} \right\}^2 \left\{ \frac{\varepsilon F_{(1)}}{F_{(0)L}} \right\}^3 + \dots
\end{aligned}$$

實は此のままでは發生函數 $\varepsilon S_0 + \dots$ の變數 l のみに依存する部分と云ふのは未だ抽出されてはゐない。そこで新たな演算子 \mathbf{I}_0 を次の様に導入：

$$(22) \quad \mathbf{I}_0 \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} dl,$$

量 x の變數 l に依存しない部分を \bar{x} と書く事にすればそれは次式で與へられる：

$$(23) \quad \bar{x} = \mathbf{I}_0 x.$$

かくして眞に短周期的なる部分は次で與へられるのが知れた：

$$(24) \quad \frac{\partial \varepsilon S_0(L^*, G^*, H^*; l, g)}{\partial l} + \dots = x - \bar{x} = (1 - \mathbf{I}_0)x.$$

これで見るとたびたび表式(21)を得て置くならば平均化の積分操作(22)を唯一回施せば良い事が知れる。

表式： $(1 - \mathbf{I}_0)x$ が變數 l に無關係な量を含まないやうにすると云ふ要請から新規 Hamilton 函數 $F^*(L^*, G^*, H^*; g^*)$ が逐次求められる事になる。但し(24)式の函數 $\varepsilon S_0 + \dots$ を求めるに

際しては必ずしも此の新しい函数 F^* の具体的な表式迄も知る必要は無く唯單にそれが如何なる形で存在してゐるかと言ふ事のみが必要となつて来る。

尚我々の得た結果が従來の計算方式に依るものと完全に一致する事が確かめられた^(±)。

(±) Kozai, Y., *Astron. J.* vol. 67 (1962) p. 446.

5. 發生函数 $\varepsilon S_0 + \dots$ に依つて系 $F^*(L^*, G^*, H^*; g^*)$ に移る事が出来たので今一度變數變換を施して自明の系 $F^{**}(L^{**}, G^{**}, H^{**})$ に移る事を考へる。先と全く同様にして Hamilton 函数保存の關係式:

$$(25) \quad F^*(L^*, G^*, H^*; g^*) - F^{**}(L^{**}, G^{**}, H^{**}) = 0,$$

を點 $(L^{**}, G^{**}, H^{**}; g^*)$ の ε 近傍で Taylor 展開を次の様な發生函数 S^* の導入のもとで行ふ:

$$(26) \quad S^* = S^*(L^{**}, G^{**}, H^{**}; l^*, g^*, h^*) = \\ = L^{**} l^* + G^{**} g^* + H^{**} h^* + \varepsilon S_0^*(L^{**}, G^{**}, H^{**}; g^*) + \dots ;$$

$$(27) \quad \begin{cases} L^* = \frac{\partial S^*}{\partial l^*}, & G^* = \frac{\partial S^*}{\partial g^*}, & H^* = \frac{\partial S^*}{\partial h^*}, \\ l^{**} = \frac{\partial S^*}{\partial L^{**}}, & g^{**} = \frac{\partial S^*}{\partial G^{**}}, & h^{**} = \frac{\partial S^*}{\partial H^{**}}. \end{cases}$$

再び略記號を導入:

$$(28) \quad y^* \equiv \frac{\partial \varepsilon S_0^*}{\partial g^*} + \dots,$$

と置けば(25)式は次の形に展開出来る：

$$(29) \quad -F^* + F_{G^*}^* y^* + \frac{1}{2} F_{G^* G^*}^* y^{*2} + \frac{1}{3!} F_{G^* G^* G^*}^* y^{*3} + \dots = 0,$$

$$(30) \quad F^* \equiv \varepsilon^2 F_{(2)}^* + \varepsilon^3 F_{(3)}^* + \dots \equiv F^*(L^*, G^*, H^*) - F^*(L^*, G^*, H^*; g^*).$$

ここで函数 $F_{G^*}^*$ は微小量 ε の一次の大きさから始まるが函数 F^* が二次の大きさから始まるので量 y^* は原理的には微小量 ε の一次の大きさに求まる事になつてゐる。しかしながら人工衛星の運動理論に於ては變數 $(L^*, G^*, H^*; g^*)$ の定義域内で函数 $F_{G^*}^*$ が符號を變へると云ふ事が起り得た。所謂臨界軌道傾斜角の存在である。これはかかる關係： $F_{G^*}^* = 0$ の起る様な場合には(29)式に對して陰函数の存在定理が適用できず従つて此のままの形ではLagrange展開に訴へる事も不可能なのであるから別種の取扱が必要なるは明らがある。

函数 $F_{G^*}^*$ が $F_{G^*}^* \simeq 0$ である場合の近似理論が微小正數 ε の平方根で展開される時に首尾良く構築される事は古くから知られてゐる處である。^(癸)

(癸) Poincaré, H., Les méthodes nouvelles de la mécanique céleste Tome II (1893) p. 321.

かうした取扱は確信的を射たものであるがLagrange展開に依る場合はさうする事の妥當性が一層自然な形で理解され得る。即ち關係： $F_{G^*}^* = 0$ を滿すが如き變數の値 $(L_c^*, G_c^*, H_c^*; g_c^*)$ の

近傍で函数 $F_{g^*}^*$ が符號を變へないならば (29) 式を次の形に書き換へて直ちに Lagrange 展開に依る表式を書き下すことが出来るからである:

$$(31) \quad \eta = y^{*2},$$

$$(32) \quad y^* \equiv \psi(\eta) = \eta^{\frac{1}{2}};$$

$$(33) \quad \eta = 2 \frac{f^*}{F_{g^*}^*} - 2 \frac{F_{g^*}^*}{F_{g^*}^*} \eta^{\frac{1}{2}} - \frac{2}{3!} \frac{F_{g^*}^* F_{g^*}^*}{F_{g^*}^*} \eta^{\frac{3}{2}} - \frac{2}{4!} \frac{F_{g^*}^* F_{g^*}^* F_{g^*}^*}{F_{g^*}^*} \eta^2 + \dots;$$

$$(34) \quad \eta = 2 \frac{f^*}{F_{g^*}^*} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \left[\frac{d^{n-1}}{d\eta^{n-1}} \left(2 \frac{F_{g^*}^*}{F_{g^*}^*} \eta^{\frac{1}{2}} + \frac{2}{3!} \frac{F_{g^*}^* F_{g^*}^*}{F_{g^*}^*} \eta^{\frac{3}{2}} + \dots \right)^n \right] \eta = 2 \frac{f^*}{F_{g^*}^*},$$

$$(35) \quad y^* = \left(2 \frac{f^*}{F_{g^*}^*} \right)^{\frac{1}{2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \left[\frac{d^{n-1}}{d\eta^{n-1}} \left\{ \frac{1}{2} \eta^{-\frac{1}{2}} \left(2 \frac{F_{g^*}^*}{F_{g^*}^*} \eta^{\frac{1}{2}} + \frac{2}{3!} \frac{F_{g^*}^* F_{g^*}^*}{F_{g^*}^*} \eta^{\frac{3}{2}} + \dots \right) \right\} \right] \eta = 2 \frac{f^*}{F_{g^*}^*}.$$

實運動を問題にするのならば函数 f^* と $F_{g^*}^*$ とは同符號でなければならぬ事勿論である。

ここでも表式 (35) は求める長周期攝動の部分とこのままでは與へては呉れないので以下の處置が必要である:

$$(36) \quad J_0^* \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} dg^*,$$

$$(37) \quad \bar{y}^* \equiv J_0^* y^*;$$

$$(38) \quad \frac{\partial \mathcal{H}_0^*(L^*, G^{**}, H^{**}; g^*)}{\partial g^*} + \dots = y^* - \bar{y}^* = (1 - J_0^*) y^*.$$

函数 $F_{g^*}^*$ が符號を變へない點の近傍では通常の展開法に訴へれば良い。かくして如何なる場合をも Lagrange 展開に依つて統一的に取扱へる事が知れた。

(77228#1000
7810802150)